

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Г.П.Резников, И.Я.Фуголь, Ю.Ф.Шевченко

При исследовании импульсного ВЧ разряда в гелиевой плазме нами были обнаружены низкочастотные колебания интенсивности излучения. Колебания наблюдались только в том случае, если разрядный сосуд охлаждался до низких температур. Они видны как во время импульса (в свечении), так и после его окончания (в послесвечении). При комнатной температуре осцилляции излучения отсутствуют. На рис. 1 приведена зависимость от времени интенсивности послесвечения молекулярной полосы гелия 4650 \AA при различных условиях охлаждения разрядного сосуда. С понижением температуры амплитуда осцилляций увеличивается, а их частота уменьшается. Аналогичные колебания интенсивности свечения и послесвечения были обнаружены на всех молекулярных полосах ($4430, 3989 \text{ \AA}$ и др.) и на атомарных линиях гелия ($4026, 5876, 4471 \text{ \AA}$ и др.). Периоды колебаний при одних и тех же условиях возбуждения одинаковы для всех линий и полос.

Высокочастотный безэлектродный разряд (8 Мгц) возбуждался в отпаянных сферических колбах (с диаметром 4 и 2,5 см), заполненных очень чистым гелием. Длительность прямоугольного импульса тока τ изменялась от 4 до 200 мксек, частота следования импульсов была $25 - 5 \text{ гц}$. Время разгорания разряда составляло доли микросекунды. После 1 мксек сопротивление плазмы становилось уже значительно меньше сопротивления генератора и величина протекающего тока определялась параметрами внешней цепи. Напряжение генератора было 2,1 и 3,6 кВ, разрядный ток в импульсе достигал 1 и 2,3 а соответственно. Разрядные колбы погружались непосредственно в жидкий азот или гелий внутри криостата с окнами. Интенсивность излучения измерялась с помощью монохроматора УМ-2 и фотоумножителя ФЭУ-64, соединенного с осциллографом С1-8. Диапазон исследованных давлений был от 2 до 12 мм рт.ст. при комнатной температуре (концентрация атомов гелия $(0,7 + 4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Осцилляции интенсивности послесвечения представляют собой периодические затухающие колебания. Удавалось наблюдать до десяти периодов колебаний. Величина периода зависит от условий охлаждения и размеров разрядного сосуда, величины тока, длительности импульса возбуждения и концентрации атомов. На рис. 2 представлены кривые

послесвечения при двух значениях тока. При $i = 1$ а период колебаний $\Delta T = 175$ мксек, при $i = 2,3$ а величина $\Delta T = 117$ мксек. Период осциллирующий уменьшается с увеличением тока. Исследование зависимости ΔT от тока при этих и других условиях возбуждения позволили установить, что период колебаний изменяется пропорционально $i^{-1/2}$.

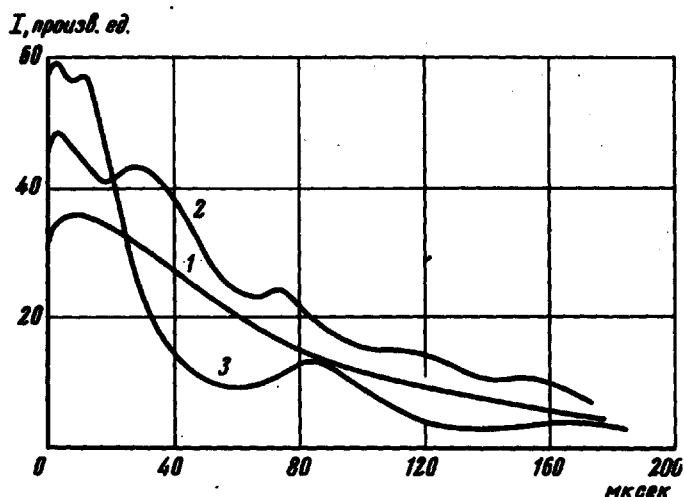


Рис.1. Интенсивность послесвечения молекулярной полосы гелия 4650 \AA . $\tau = 30$ мксек, $i = 2,3$ а, $R = 2$ см, $N = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. 1 – комнатная температура, 2 – охлаждение жидким азотом, 3 – охлаждение жидким гелием

Период колебаний уменьшается с увеличением длительности импульса τ . Максимальные периоды наблюдаются в том случае, если плазма возбуждается самым коротким импульсом при минимальном токе в разряде. В сосудах, охлаждаемых жидким гелием, в оптимальных условиях возбуждения, которые мы могли осуществить, период $\Delta T = 180$ мксек (для колб с диаметром $2R = 4$ см). Если разрядный сосуд охлаждался жидким азотом, то колебания удалось возбудить только при сравнительно больших значениях тока. Нам не удалось зарегистрировать колебаний интенсивности излучения при $i = 1$ а; колебания были обнаружены при $i = 2,3$ а. В случае малой длительности импульса $\tau = 5$ мксек и при $i = 2,3$ а в колбе с диаметром 4 см, охлаждаемой жидким азотом, период ΔT достигает 51 мксек.

Характер зависимости периода колебаний ΔT от размеров сосуда изменяется при изменении длительности импульса и величины тока. При минимальных значениях τ и i периоды ΔT пропорциональны диаметру

колбы. Для больших значений r и i наблюдаются отклонения от этой зависимости.

Перейдем теперь к обсуждению вопроса о том, что представляют собой обнаруженные низкочастотные колебания интенсивности излучения гелиевой плазмы. Свечение большинства, а послесвечение всех линий и полос гелия происходит в результате различных процессов рекомбинации электронов с атомными или молекулярными ионами в плазме. Поэтому осцилляции интенсивности обусловлены колебаниями концентрации отдельных компонент плазмы. Очевидно, что продольные ленгмюровские колебания имеют слишком высокую частоту колебаний f_L : при концентрациях электронов $n \sim 10^{12} + 10^{13} \text{ см}^{-3}$, которые характерны для изучаемой нами плазмы, $f_L = 0,9 \cdot 10^4 n^{1/2} \approx 10^{10} \text{ гц}$. Ионно-звуковые колебания, обладающие частотой $f_i \sim (kT_e / MR^2)^{1/2}$, также не могут объяснить наблюдаемых колебаний интенсивности. Поскольку характерные температуры электронов $T_e \approx 1 + 3 \text{ эв}$, периоды ионно-звуковых колебаний не превосходят нескольких микросекунд, что на полтора-два порядка

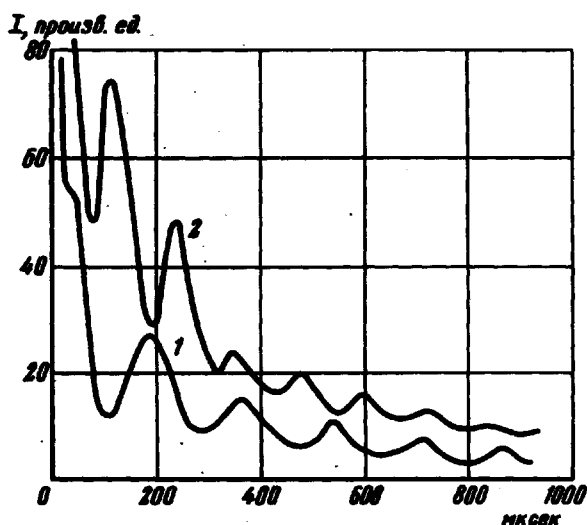


Рис.2. Колебания интенсивности послесвечения полосы 4650 Å. Охлаждение жидким гелием, $r = 7,5 \text{ мксек}$, $R = 2 \text{ см}$, $N = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$,
 $1 - i = 1 \text{ а}$, $2 - i = 2,3 \text{ а}$

меньше наблюдаемых периодов. По нашему мнению, наблюдаемые низкочастотные колебания представляют собой колебания обычного звука в плазме. Мы не могли найти иного объяснения природы этих осцилляций.

Прохождение импульса тока через плазму приводит к появлению электродинамических сил, вызывающих сжатие плазмы и пространственное изменение концентрации заряженных частиц. В результате процессов перезарядки в эти колебания вовлекается нейтральный газ. В сосуде возникают стоячие звуковые волны. Согласно [1], наименьшая частота собственных колебаний сферического сосуда определяется формулой

$$\omega = 4,49 sR^{-1}, \quad (1)$$

где $s = (5/kT/3M)^{1/2}$ – адиабатическая скорость звука в гелии, T – температура газа, M – масса атома гелия. Из этой формулы следует, что при $T = 4,2^\circ\text{K}$ и $R = 2$ см период колебаний $\Delta T = 2\pi/\omega = 230$ мксек, а при $T = 77^\circ\text{K}$ – $\Delta T = 54$ мксек. Видно, что эти значения периодов хорошо согласуются с экспериментальными значениями ΔT . Расхождение с экспериментальными данными обусловлено нагревом газа во

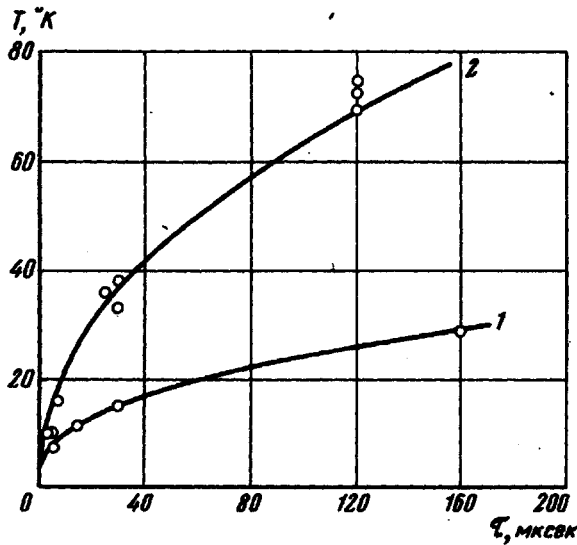


Рис. 3. Зависимость температуры газа T от длительности импульса τ . Охлаждение жидким гелием, $N = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $i = 2,3$ а, \odot – экспериментальные точки. 1 – $R = 1,25$ см, 2 – $R = 2$ см. Сплошные кривые построены по формулам 1 – $T = 4,2^\circ + 2\tau^{1/2}$ мксек, 2 – $T = 4,2^\circ + 6\tau^{1/2}$ мксек

время импульса. Основываясь на этой интерпретации, была вычислена температура газа по измеренным значениям ΔT при различных условиях возбуждения. На рис. 3 приведены кривые изменения температуры

газа T в зависимости от длительности импульса. Изменение температуры газа ($T - 4,2^\circ$) возрастает пропорционально $r^{1/2}$.

Нагрев газа происходит за счет неупругих столкновений горячих электронов с нейтральными атомами. Анализ кинетики импульсного ВЧ разряда¹⁾ приводит к следующему выражению для нагрева газа за один импульс:

$$T - T_0 = \frac{\epsilon_0 n(r)}{kN} = \frac{j}{kN} \left(\frac{\epsilon_0 r}{e\mu} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где T_0 — температура к началу импульса, $\epsilon_0 \sim 100$ эв — "цена электрона", связанная с ионизацией и возбуждением атомов, j — средняя плотность тока в импульсе, e — заряд, а μ — подвижность электронов. Эта формула согласуется с экспериментальными данными по зависимости нагрева газа от длительности импульса. Она также подтверждает обнаруженное экспериментально соотношение между периодом колебаний и током. При $N = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ из (2) получим, что нагрев газа

$$T - T_0 \sim 5j r^{1/2} \quad (3)$$

(j в а/см^2 , r в мксек). По порядку величины коэффициент перед $r^{1/2}$ при $j \lesssim 1 \text{ а/см}^2$ в формуле (3) совпадает с экспериментальным значением (см. рис. 3).

Предлагаемая интерпретация низкочастотных осцилляций свечения позволяет также качественно объяснить увеличение амплитуды колебаний при понижении температуры газа. Электродинамические силы, возбуждающие звуковые колебания, определяются плотностью тока и не зависят от температуры газа. Поэтому амплитуда A колебаний плотности оказывается обратно пропорциональной квадрату частоты звука, т.е. $A \sim T^{-1}$. Следовательно, амплитуды колебаний при комнатной и гелиевой температурах отличаются в несколько десятков раз.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
26 мая 1968 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, М. 1953.

¹⁾Этот анализ, а также подробный экспериментальный материал будут опубликованы в отдельной статье.